

基于矢量光场的 VCSEL 数值模型*

赵 鼎 林世鸣

(中国科学院半导体研究所 集成光电子学国家重点实验室, 北京 100083)

摘要: 提出了一种基于矢量光场的氧化层限制型 VCSEL 的数值模型, 在综合考虑激光器中电场方程、热场方程、载流子方程的前提下, 采用矢量方程对器件中的光场分布进行描述, 计算表明所得结果能够更合理地反映器件实际的工作状态. 文中还进一步将上述矢量场方程与传输矩阵法和时域有限差分法相结合, 通过计算获得器件中光场的详细信息.

关键词: 矢量光场; 数值模型; VCSEL

EEACC: 8220B

中图分类号: TN36

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2003)12-1297-06

1 引言

VCSEL(垂直腔面发射激光器)自问世以来, 由于其具有光束垂直于衬底输出、稳定的单纵模工作特性和易于实现光电集成等诸多优点, 因此具有良好的应用前景. 国内外的科研单位和各大公司都积极进行研究并取得了很大的进展. 目前 GaAs 和 Al-GaAs 材料的 VCSEL 制备工艺已经成熟, 在商业方面, 用于通信的 850nm VCSEL 已达到实用化的程度.

采用横向选择氧化工艺^[1]在有源区上方形成限制孔径, 极大地改善了器件的工作特性, 与此同时, 有关氧化层限制型 VCSEL 的理论分析工作也得到深入开展, 然而由于 VCSEL 器件结构及内部物理过程比较复杂, 因此早期的分析均有不同程度的简化, 例如人为假定电流分布模式^[2]或者采用标量光场^[2,3], 并且多集中于对有源区进行分析, 对涉及到器件整体的物理过程, 必将引入较大的误差; 同时有源区的光场模式是增益波导和折射率波导共同作用的结果, 简单地采用平面波标量光场方程是不合理的. 针对这些不足, 我们提出了一种基于矢量光场的

自洽模型, 并结合传输矩阵法和时域有限差分法(FDTD)形成有效的数值算法, 解得光场在有源层分布图样、光强沿器件纵向分布以及光腔对各模式的衰减常数.

2 理论模型

2.1 器件结构

图 1 为氧化层限制型 VCSEL 的结构. DBR 反射镜由 $\text{Al}_{0.96}\text{Ga}_{0.04}\text{As}/\text{GaAs}$ 堆叠组成, P 型 DBR 最下面一层为 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$, 通过横向选择氧化在边缘形成高阻的 Al_2O_3 区对注入电流进行限制, 同时还具有对高阶横模的抑制作用^[4]. 反射镜之间的结构是处于空间层中的 InGaAs 量子阱有源区.

2.2 物理方程

对于电学方程、热学方程和载流子分布方程的处理, 前人已做过较多的工作^[5], 这些方程及其求解方法不再详细介绍. 下面的部分主要是对光场方程的说明, 2.2.1 节推导出有源层中矢量光场的数学表示, 2.2.2 节推导求解矢量场在器件中(包括 DBR

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 69896260, 69937010)

赵 鼎 男, 1977 年出生, 硕士研究生, 现主要从事半导体光电器件模拟方面的研究.

林世鸣 男, 1945 年出生, 研究员, 现主要从事半导体光电器件方面的研究.

2003-01-09 收到, 2003-02-24 定稿

©2003 中国电子学会

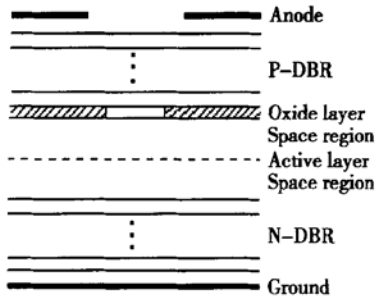


图 1 氧化层限制型 VCSEL 结构简图

Fig. 1 Structure schematic of dielectric apertured VCSEL

镜层) 驻波分布的传输矩阵, 2.2.3 节简要说明使用时域有限差分法对光学腔性能进行分析的方法, 从中可以得到各阶模式的衰减常数及任意时刻光场的分布图样.

2.2.1 光场方程

光的矢量场方程可以分解为 TE_z 和 TM_z 偏振的叠加^[6], 如下所示:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{TE}} + \mathbf{E}^{\text{TM}}, \mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{TE}} + \mathbf{H}^{\text{TM}} \quad (1)$$

在圆柱坐标系中, 可使用博格尼斯(Borgnis) 函数法^[7] 引入辅助的标量波函数 $U(x)$ 、 $V(x)$ 来求解矢量亥姆霍兹方程, 标量波函数满足下面的方程:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix} + (N^2 k_0^2 - k_z^2) \begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

其中 N 是有源区的复折射率; k_0 是真空中传播常数; k_z 是光场的纵向传播常数. 上述方程经过分离变量求解, 可化为 Bessel 方程和常系数二阶微分方程, 最终可得到如下的结果:

$$U = (A^+ e^{-ik_z z} + A^- e^{ik_z z}) \psi(r) e^{im\phi} \quad (3)$$

$$V = (B^+ e^{-ik_z z} - B^- e^{ik_z z}) \psi(r) e^{im\phi} \quad (4)$$

以上两式中传播系数的不同是由于电场和磁场存在 $\pi/2$ 的位相差所引起的. 解出辅助波函数之后, 经过微分运算就可以导出电场和磁场分别在 r, ϕ, z 三个方向的解析表达式, 如下所示:

$$\begin{aligned} E_\theta &= (B^+ e^{-ik_z z} - B^- e^{ik_z z}) \\ &\quad \times [\omega \mu_0 \psi'(r) - k_z k_p m \psi(r)/r] e^{im\phi} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_r &= (B^+ e^{-ik_z z} - B^- e^{ik_z z}) \\ &\quad \times [\omega \mu_0 m \psi(r)/r - k_z k_p \psi'(r)] e^{im\phi} \quad (6) \end{aligned}$$

$$E_z = (B^+ e^{-ik_z z} + B^- e^{ik_z z}) k_p \beta^2 \psi(r) e^{im\phi} / i \quad (7)$$

$$\begin{aligned} H_\theta &= (B^+ e^{-ik_z z} + B^- e^{ik_z z}) \\ &\quad \times [k_z m \psi(r)/r - k_p \omega \epsilon_a \psi'(r)] e^{im\phi} \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_r &= (B^+ e^{-ik_z z} + B^- e^{ik_z z}) \\ &\quad \times [k_p \omega \epsilon_a m \psi(r)/r - k_z \psi'(r)] e^{im\phi} \quad (9) \end{aligned}$$

$$H_z = (B^+ e^{-ik_z z} - B^- e^{ik_z z}) \beta^2 \psi(r) e^{im\phi} \quad (10)$$

其中 ϵ_a 是有源区的介电常数; β 是光场的横向传播常数; k_p 是 $A^\pm/B^\pm$ 的值. k_p 可以用下面的公式求出:

$$k_p = \frac{A^\pm}{B^\pm} = \frac{\omega \mu_0}{\beta \chi} \quad (11)$$

$$\chi = m \left[\frac{1}{\beta^2 R} + \frac{1}{n_a^2 \rho^2 R} \right] \left/ \left[\frac{J'_m(\beta R)}{\beta J_m(\beta R)} + \frac{K'_m(\delta R)}{n_a^2 \delta K_m(\delta R)} \right] \right. \quad (12)$$

其中 $\omega = 2\pi\nu$, ν 是激光频率; μ_0 是真空磁导率; m 代表光场在半圆周上出现最大值的个数, 即角量子数; n_a 是有源层介质的实折射率; R 是器件有源区的半径.

有源区沿纵向传输的光场能量由 Poynting 矢量 z 向分量的周期平均值给出:

$$S_z = \frac{1}{2} (E_r H_\theta - E_\theta H_r) \quad (13)$$

最终的光场由 HE₁₁, HE₁₂ 和 TE₀₁ 三个模式组合而成, 实际的计算结果表明已经可以达到很好的准确度, 所确定的光功率误差很小, 这一点已为文献 [8] 中的实验所证实.

2.2.2 传输矩阵法

在 VCSEL 中, 入射波与反射波满足相干条件, 因此叠加后在器件中形成驻波场. 光场在器件中传输时, 其在各层交界面处的切向分量必须相等. 对于圆柱状结构的 VCSEL, 每一层薄膜都可以等效为圆柱波导来处理, 光场在其中的各个分量可以由 (5) 和 (6) 式来描述. 在模式阶数较低以及器件半径较大的情况下, 可以忽略各层中不同模式间的耦合和辐射场的影响^[6], 假定光场的横模图样取决于有源层, 而在其他各层中具有与有源层相同的横向传播常数 β_{active} , 这将导致各层中的纵向传播常数修正为:

$$k_{z,l} = \sqrt{k_0^2 n_l^2 - \beta_{\text{active}}^2} \quad (14)$$

其中 $k_{z,l}$ 是第 l 层的纵向传播常数; n_l 是第 l 层的实折射率.

这样处理的结果是 TE_z 和 TM_z 偏振将在各层分界面处满足不同的传输矩阵, 它们各自独立地在器件内传播, 除有源区之外的其余各层中 $A^\pm/B^\pm$ 的比值不再是 k_p . 经推导, 两层相邻介质间 $A^\pm$ 和 $B^\pm$ 分别有下面的关系:

$$\begin{bmatrix} B_{l+1}^+ \\ B_{l+1}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (K_{\text{pro}} + 1) e^{-ik_z, l d_l} & (K_{\text{pro}} - 1) e^{ik_z, l d_l} \\ (K_{\text{pro}} - 1) e^{-ik_z, l d_l} & (K_{\text{pro}} + 1) e^{ik_z, l d_l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_l^+ \\ B_l^- \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} A_{l+1}^+ \\ A_{l+1}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (K_n + K_{\text{pro}}) e^{-ik_z, l d_l} & (K_n - K_{\text{pro}}) e^{ik_z, l d_l} \\ (K_n - K_{\text{pro}}) e^{-ik_z, l d_l} & (K_n + K_{\text{pro}}) e^{ik_z, l d_l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_l^+ \\ A_l^- \end{bmatrix} \quad (16)$$

其中 $K_{\text{pro}} = k_{z,l}/k_{z,l+1}$, $K_n = n_l^2/n_{l+1}^2$, d_l 是第 l 层的厚度.

需要注意的是, 由于假定 TE_z 和 TM_z 偏振间不存在耦合, 它们可以分别决定各自的纵向模式, 但如果所得模式差异较大时这样处理将失效. 在我们的问题中, 针对的是低阶模和尺寸较大的器件, 满足该处理方法的适用条件. 在各介质层间迭代计算 (15) 和 (16) 式, 将得到光场在各层中的振幅, 这样就能够通过 Poynting 矢量计算出各阶模式光场在器件中的强度分布.

2.2.3 时域有限差分法

在有源层中设置脉冲激励源, 激发的光场采用 2.2.1 中的形式. 电磁波在 VCSEL 光学谐振腔中的传播可以由时域有限差分法 (FDTD) 计算. VCSEL 光学谐振腔是一耗散结构, 实际的场量分布区域是全空间, 但由于 FDTD 算法已发展出完善的吸收边界条件 (PML 吸收层), 因此计算可以局限在器件中进行, 所得结果仍具有很好的精度^[9]. 在计算足够的时间之后, 各离散点上的数值就反映了器件中光场的分布形式.

从场量随时间序列变化的情况, 通过快速傅里叶变换将时域波形变换到频域, 并应用 Pade 近似对频域结果进行拟合. Pade 近似的数学表示如下:

$$P(\omega) = \frac{\sum_{i=0}^N \alpha_i \omega^i}{1 + \sum_{i=1}^M \beta_i \omega^i} \quad (13)$$

由 $P(\omega)$ 的极点, 即方程 $1 + \sum_{i=1}^M \beta_i \omega^i = 0$ 的根, 可以得到光腔中的各模式. 每个极点的实部代表光腔中某一模式的谐振频率, 虚部是其衰减常数^[10].

时域有限差分法可以获得精度很高的结果, 但它的时间开销比较大.

3 计算结果及讨论

器件参数的选取可参考文献[5], 采用矢量光场, 综合求解电学、热学、载流子方程, 得到激光器输出功率随电极电压的变化, 如图 2 所示. 使用标量光

场计算得到的输出光功率偏大, 在 10~20mW 之间; 而矢量光场的计算结果在几 mW 左右, 与器件实际情况接近.

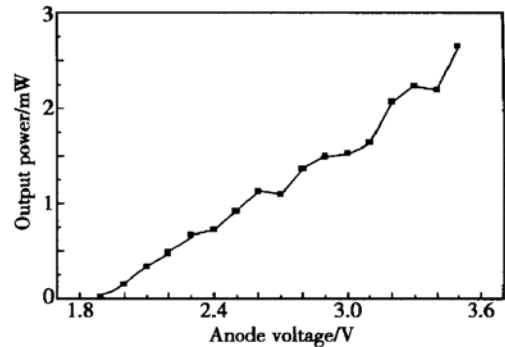


图 2 输出功率与电极电压的关系

Fig. 2 Output power versus anode voltage

在 VCSEL 中, 激光器的横向模式主要由器件有源区形状决定, 但同时还受到多种因素的调制, 如载流子的浓度、径向各处的温度及材料的物性参数等, 其径向变化并不能严格地由理想波导中 Bessel 函数决定. 图 3(a) 给出电极电压 $V_{\text{an}} = 2.0\text{V}$ 时有源区中光场分布图样, 此时的光功率为 0.16mW. 在各模式的竞争中基模 HE₁₁ 占优势, 强度大致符合高斯分布. 图 3(b) 给出 $V_{\text{an}} = 3.2\text{V}$ 时的光场图样, 光功

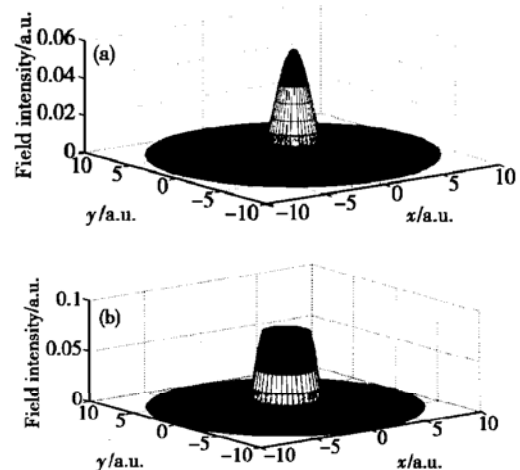


图 3 (a) $V_{\text{an}} = 2.0\text{V}$ 时的场强分布; (b) $V_{\text{an}} = 3.2\text{V}$ 时的场强分布

Fig. 3 Field intensity distribution in active layer

(a) $V_{\text{an}} = 2.0\text{V}$; (b) $V_{\text{an}} = 3.2\text{V}$

率为 2.06mW . 此时光强中心出现凹陷, 这是高阶模 TE_{01} 居主导地位的结果.

图 4 绘出由 2.2.2 节所述传输矩阵计算出的模式 HE_{11} 和 TE_{01} 光场强度在器件内部的纵向分布, 该驻波场的计算是通过由从外部经 VCSEL 射向基底的入射光波与反射光波相干形成. 为清晰起见, 轴向范围取在 $0.5 \sim 5.5\mu\text{m}$ 之间, 可以看到在有源层的光场强度最大, 两侧 DBR 镜层中强度很快减小.

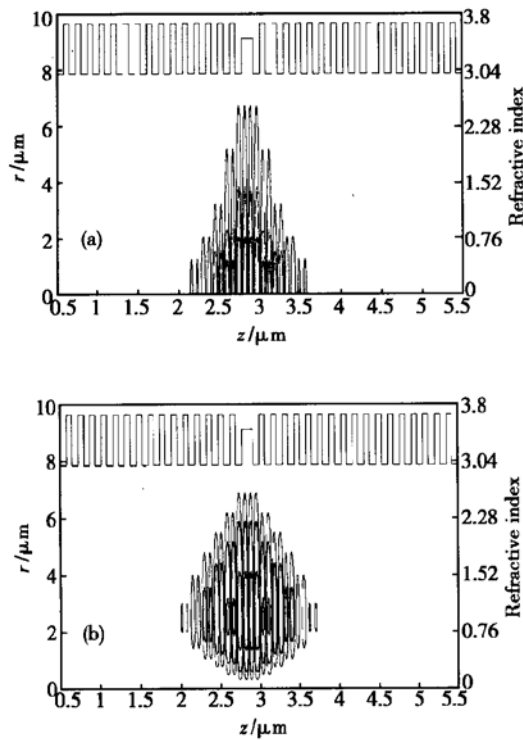


图 4 (a) HE_{11} 沿器件纵向强度分布; (b) TE_{01} 沿器件纵向强度分布

Fig. 4 Field intensity distribution of HE_{11} mode (a) and TE_{01} mode (b) along device axial direction

图 5 是针对两种结构的 VCSEL 使用时域有限差分计算出 HE_{11} 和 TE_{01} 模式在谐振腔中的衰减常数随氧化层限制窗口半径的变化情况, 图 5(a) 有源区上方存在限制层, 图 5(b) 有源区上方和下方存在半径相同的限制层. 从图中可见当限制窗口半径小于 $0.5\mu\text{m}$ 时两种结构都对 HE_{11} 和 TE_{01} 模有较大的损耗, 随限制孔径的增大, 限制层引入的损耗很快下降并逐渐消失, 这与光场主要分布在器件中心有关.

当 VCSEL 随着电极电压的加大且工作于阈值以上后, 首先基模 HE_{11} 得到激发, 出射光功率逐渐增大, 这时注入有源层中的载流子消耗是不均匀的,

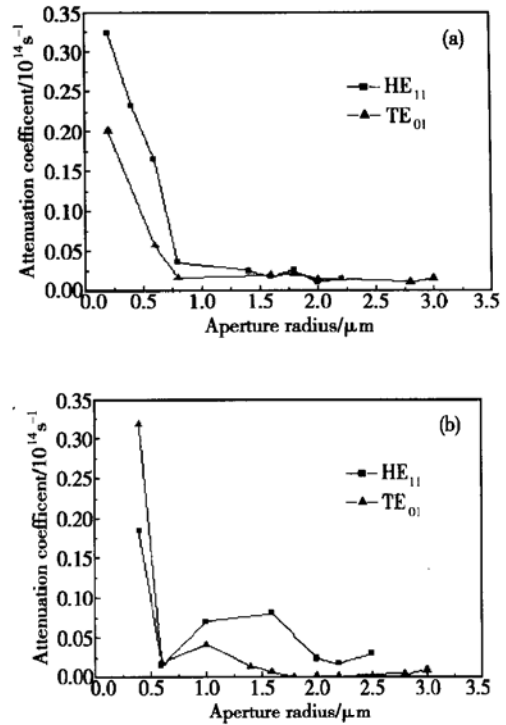


图 5 HE_{11} 及 TE_{01} 模式在单面限制层 (a) 和双面限制层结构 (b) 的衰减常数与氧化限制孔径的关系

Fig. 5 Attenuation constant of HE_{11} and TE_{01} mode versus aperture radius in single confinement (a) and double confinement structure (b), respectively

其在器件中心部分由于参与电光转换过程而浓度下降较多(由于基模的分布是高斯型), 出现空间烧孔现象. 此时载流子中心浓度低而边缘浓度高的分布情形正好与高阶 TE_{01} 模强度分布吻合(参见图 3 (b)), 因此将有利于高阶模式的产生, 这导致输出光场质量下降.

氧化限制层的存在对场强与其发生交叠的模式会引入散射损耗, 我们计算的光场分布图样也表明对于高阶模, 在各介质层无法形成与有源层中激励源一致的强度分布形式. 但在综合考虑器件生热的因素时, 该散射损耗的影响是有限的. 计算表明 VCSEL 器件温度极大值的范围在氧化限制窗口附近, 温度的上升导致折射率台阶出现(中心高四周低), 这有助于对光场分布形成约束(使之主要集中在窗口中心).

同样, 由于器件工作的温升也导致在有源层形成折射率台阶, 这可以近似用抛物线模型表示: $n = n_a - c_a r^2$, c_a 是折射率变化系数(正值), r 是与器件中心的径向距离. 折射率台阶的出现在器件中产生类似波导的作用, 使光场分布更加集中在中央. 这一

方面增加了载流子在中心的消耗(容易造成载流子浓度的中心凹陷), 另一方面又减小激发的光场在径向的扩展, 进而降低与氧化限制层的重叠.

显然, 在 VCSEL 中电学、热学和光学过程的相互作用十分复杂, 孤立考虑其中任何一方面的影响都是不全面的, 合理的做法只能是对上述的影响寻求自洽解. 对氧化层限制型 VCSEL 而言, 为选择合适的限制孔径可以首先由时域有限差分法确定出限制层对光场引入的额外损耗, 再通过求解各物理方程的自洽解考查其各方面特性是否符合要求, 这个过程需要反复进行多次.

图 6 的结果同样由时域有限差分计算得到, 图 6(a) 中的曲线是器件中接近中心的一点对脉冲激励的幅值响应, 反映出光场在器件中的传输过程. 图 6(b) 是 HE_{11} 模式 E_r 分量在器件中(圆柱的截面)的分布情况, 注意到其带状条纹的图样与 DBR 镜层中驻波场的形状是类似的.

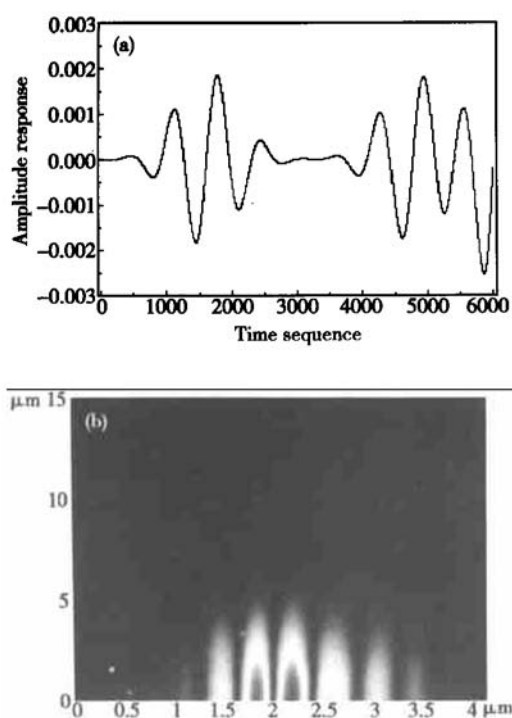


图 6 时域有限差分计算得到 E_r 场量在器件内一点的幅值响应(a)及强度分布(b)

Fig. 6 (a) Amplitude response of E_r at an inner point; (b) Intensity distribution of E_r in device resonant cavity by using FDTD

需要说明的是, 出于降低 P 型 DBR 区串联电阻的考虑, 在实际的 VCSEL 器件中多采用在镜层的 AlGaAs 及 GaAs 异质结界面引入组分缓变层来消除势垒的影响. 与此对应, 折射率在界面处不发生突变而是缓慢过渡, 在使用传输矩阵计算时需要人为给出这两种不同材料的分界面; 而 FDTD 算法对这种情况不需要做特殊处理(因其在计算点处的折射率取周围四点的平均值), 只要在计算时采用更密的网格划分即可.

4 总结

本文介绍了我们提出的基于矢量光场的 VCSEL 模型, 并结合传输矩阵法和时域有限差分法解得器件内部的光场分布. 从所得结果来看采用矢量场计算得到的解更接近实际; VCSEL 中的电学、热学和光学相互作用过程十分复杂, 需要对涉及到的物理方程寻求自洽解才能获得合理的结果, 使用时域有限差分法确定出限制层引入的损耗是进行自洽计算的前提. 这些结果有助于对器件结构进行优化设计.

参考文献

- [1] Lear K L, Choquette K D, Schneider R P Jr, et al. Appl Phys Lett, 1995, 66: 2616
- [2] Zhao Y G, McInerney J G. IEEE J Quantum Electron, 1996, 32(11): 1950
- [3] Hadley G R, Lear K L, Warren M E, et al. IEEE J Quantum Electron, 1996, 32(4): 607
- [4] Bond A E, Dapkus P D, O'Brien J D. IEEE Photonics Technol Lett, 1998, 10(10): 1362
- [5] Liu Shian, Lin Shiming, Kang Xuejun, et al. Chinese Journal of Semiconductors, 1999, 20(11): 1034[刘世安, 林世鸣, 康学军, 等. 半导体学报, 1999, 20(11): 1034]
- [6] Burak D, Binder R. IEEE J Quantum Electron, 1997, 33(7): 1205
- [7] Wainshtein L A. Electromagnetic waves(in Russian). Soviet Radio, 1957
- [8] Conradi O, Helfert S, Pregla R. IEEE J Quantum Electron, 2001, 37(7): 928
- [9] Taflov A. Computational electrodynamics: the finite difference time domain method. Artech House, 1995
- [10] Witzig A, Streiff M, Fichtner W. Proceedings of Photonics West, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices IX, San Jose, CA, January 2001: 104

Numerical Model of VCSEL Based on Vectorial Electromagnetic Field*

Zhao Ding and Lin Shiming

*(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)*

Abstract: A comprehensive numerical model of dielectric apertured VCSEL is presented, which includes all major physics process in device. Especially the light field is described through vectorial electromagnetic equations. This approach is close to the real situation of modes in active layer and obtains higher accuracy. Furthermore the vectorial field equations are combined with transfer matrix method and time domain finite difference method separately, which can acquire the distribution of light in device and much other information about light propagation process. It is noticed that solutions are more reasonable than those calculated through scalar field equations. This work is helpful to optimize the structure of VCSEL.

Key words: vectorial field; numerical model; VCSEL

EEACC: 8220B

Article ID: 0253-4177(2003)12-1297-06

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Nos. 69896260 and 69937010)

Zhao Ding male, was born in 1977. He is presently working towards his Master degree with focus on the simulation of optoelectronic devices.

Lin Shiming male, professor, was born in 1945. Now his major interest includes design and fabrication of optoelectronic devices and OEIC-CAD.

Received 9 January 2003, revised manuscript received 24 February 2003

©2003 The Chinese Institute of Electronics